ВЕСТНИК
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 2 — 1962

В. К. ЛУКЬЯНОВ

ДЕЙТРОННЫЙ СРЫВ НА НЕАКСИАЛЬНЫХ ЯДРАХ

Рассматриваются изменения в угловом распределении, поляризации и приведенных ширинах для реакций срыва, вызываемых вращением неаксиального ядра.

Введение

Дейтронный срыв на аксиальных ядрах изучался в работах Сэтчлера и Савиского [1, 2, 3] в связи с тем, что в области $A \sim 25$ у ядер обнаруживается вращательная структура. Такое рассмотрение приводит к дополнительному правилу отбора $j \geqslant |K_f - K_i|$ и позволяет выделить из приведенной ширины Θ^2_{jl} «спектроскопический множитель» — S_{jl}, включающий в себя эффект вращения ядра, то есть $\Theta^2_{jl}(I) = S_{jl}(I) \cdot \Theta^2_0$, где Θ^2_0 — одночастотная приведенная ширина, постоянная для всей вращательной полосы и определяемая экспериментально по нижнему уровню. Таким образом, наблюдаемые значения приведенных ширин для различных вращательных уровней могут сильно различаться за счет появления множителя $S_{jl}(I)$, зависящего от момента уровня. Это действительно подтвердилось в недавних экспериментах [4, 5], в которых также получено аномальное значение приведенной ширины для второго 2^+ уровня. В рамках аксиальной модели этот уровень нельзя относить к вращательным, а, следовательно, наблюдаемую ширину невозможно объяснить за счет появления множителя S_{je}.

Мы рассмотрим реакцию срыва на неаксиальных ядрах, опираясь на работы [6, 7], в которых разработана адиабатическая теория вращения неаксиальных ядер. В последних работах [8, 9] показано, что такое выделение вращения из общего коллективного движения ядра возможно лишь в нулевом приближении и что равновесная форма ядра с эффективным параметром неаксиальности γ возникает за счет нулевых γ-колебаний поверхности. Для неаксиального ядра вращательный спектр оказывается очень богатым. К нему может относиться и второй 2^+ уровень. Таким образом, здесь можно объяснить гораздо больший ряд приведенных ширин, считая, что их аномальные значения возникают за счет появления вращательного множителя S_{jl}. Кроме того, K уже не является хорошим квантовым числом, и поэтому дополнительное правило отбора для j ослабляется, что, по-видимому, наблюдается экспериментально, как указано в работе [1].

После окончания настоящей работы нам стала известна работа Осадько [10], где сделан вывод углового распределения в приближениях Баттлера и сохранения Ω внешнего нуклона, и не приводится сравнения с экспериментом.

Мы рассмотрим общие выражения реакций срыва на неаксиальных ядрах для углового распределения, поляризации и приведенных ширин и дадим качественное сравнение полученных выражений с экспериментом.

Угловое распределение, приведенная ширина и поляризация

При выводе будем использовать амплитуду (dp) реакции срыва, которая дана в работе [11], где указаны все обозначения

$$I = \int \psi_p^* (\vec{k}_p \vec{r}_p' s_p) \; \psi_{I_f M_f} (\xi n' \vec{r}_n' s_n) V_{\text{пр}} (\rho) \; \Phi_d (\rho) \, \psi_d (\vec{k}_d \vec{r}_p \vec{r}_n s_n s_p) \cdot \psi_{I_i M_i} (\xi n') \, d\tau. \qquad (1)$$

Модельные представления о структуре начального и конечного ядра здесь проявляются в том, какой вид волновых функций мы выбираем для их описания. Для неаксиального ядра эти функции $\psi_{I_i M_i}$ и $\psi_{I_f M_f}$ можно записать, используя работы [6, 7]:

$$\psi_{I_i M_i} (\xi n') = \varphi_i (\xi) \sqrt{\frac{2I_i + 1}{16\pi^2}} \sum_{K_i} A_{K_i} (1 + \delta_{OK_i})^{-\frac{1}{2}} \{ D^{I_i}_{K_i M_i} (\theta) \chi^{\varepsilon_i}_{K_i} (n') +$$

$$+ (-)^{I_i - j_i} D^{I_i}_{-K_i M_i} (\theta) \, \chi^{\varepsilon_i}_{-K_i} (n') \}, \qquad (2)$$

$$\psi_{I_f M_f} (\xi n' \vec{r}_n' s_n) = \varphi_f (\xi) \sqrt{\frac{2I_f + 1}{16\pi^2}} \sum_{jl\Omega} C_{jl\Omega} \sum_{K_f} A_{K_f} (1 + \delta_{OK_f})^{-\frac{1}{2}} \times$$

$$\times \{ D^{I_f}_{K_f M_f} (\theta) \, \chi^{\varepsilon_i}_{K_i} (n') \, \psi_{jl\Omega} (\vec{r}_n' s_n) + (-)^{I_f - j_i - j} D^{I_f}_{-K_f M_f} (\theta) \, \chi^{\varepsilon_i}_{-K_i} (n') \times$$

$$\times \psi_{jl-\Omega} (\vec{r}_n' s_n) \}, \qquad (3)$$

где j_i — здесь обозначает спин нуклонов вне кора ξ, а n' — координаты внекоровых нуклонов в системе, связанной с ядром. Предполагается, что эти нуклоны являются независимыми и их волновая функция представляется в виде произведения однонуклонных функций. Считается также, что проекция спинов нуклона вне кора $\Omega_i = K_i$. Это справедливо, вероятно, для низких уровней (в общем случае $\Omega_i = K_i +$ четное число). Коэффициенты разложения A_K по вращательным D-функциям известны только для четно-четных ядер [6, 7]. $C_{jl\Omega}$ — коэффициенты разложения функции нейтрона вне кора в потенциале неаксиальной формы по функциям $\psi_{jl\Omega}$. Для случая, когда нуклон находится в неаксиальном потенциале гармонического осциллятора с учетом $\hat{l}\,\hat{s}$ — члена, эти коэффициенты найдены в работе Ньютона [12].

Интеграл перекрытия для функций (2) и (3) можно вычислить, если перевести нейтронную функцию в лабораторную систему координат

$$\psi_{jl\Omega} (\vec{r}_n' s_n) = \sum_{\mu} D^{j*}_{\Omega\mu} (\theta) \;\; \psi_{jl\mu} (\vec{r}_n s_n)$$

и выполнить интегрирование по эйлеровым углам ϑ с помощью формулы

$$\int D^{I_f^*}_{K_f M_f} D^{j}_{\Omega\mu} D^{I_i}_{K_i M_i} d\theta = \frac{8\pi^2}{2I_f+1} (I_i j M_i \mu \mid I_f M_f)(I_i j K_i \Omega \mid I_f K_f).$$

Тогда получаем

$$\int \psi^*_{I_f M_f}(\xi\, n' \vec{r}_n' s_n)\, \psi_{I_i M_i}(\xi n')\, d\xi\, dn'\, d\theta =$$

$$= \langle \varphi_f \mid \varphi_i \rangle \sqrt{\frac{2I_i+1}{2I_f+1}} \sum_{jl\Omega} C_{jl\Omega} \sum_{K_i K_f} A_{K_i} A_{K_f} g(K) \times$$

$$\times (I_i j M_i \mu \mid I_f M_f)(I_i j K_i \Omega \mid I_f K_f)\, \psi_{jl\Omega}(\vec{r}_n s_n),$$

где $\langle \varphi_f \mid \varphi_i \rangle = 1$ из-за ортогональности колебательных функций $\varphi(\xi)$, а $g(K) = \sqrt{2}$, если одно из $K = 0$ и равно 1, если $K \neq 0$. Тогда, подставляя в (1) найденное выражение и волновые функции протона, дейтрона и нейтрона

$$\psi_p(\vec{k}_p \vec{r}_p' s_p) = \psi_p(\vec{k}_p \vec{r}_p')\, \chi_{\frac{1}{2}\mu_p}(s_p)$$

$$\psi_d(\vec{k}_d \vec{r}_p \vec{r}_n s_n s_p) = \psi_d(\vec{k}_d \vec{r}_p \vec{r}_n) \sum_{\mu_n \mu_p} \left(\frac{1}{2}\, \frac{1}{2}\, \mu_n \mu_p \mid 1 \mu_d\right) \times$$

$$\times \chi_{\frac{1}{2}\mu_p}(s_p)\, \chi_{\frac{1}{2}\mu_n}(s_n),$$

$$\psi_{jl\mu}(\vec{r}_n s_n) = R_l(r_n) \sum_{m\mu_n} \left(l\, \frac{1}{2}\, m \mu_n \mid j\mu\right) \times$$

$$\times \chi_{\frac{1}{2}\mu_n}(s_n)\, Y_{lm}(\theta_n \varphi_n),$$

получим окончательное выражение для амплитуды (dp) — реакции срыва на неаксиальном ядре

$$I = \sum_{jlm} \left(\frac{1}{2}\, \frac{1}{2}\, \mu_n \mu_p \mid 1 \mu_d\right) \left(l\, \frac{1}{2}\, m\mu_n \mid j\mu\right) (I_i j M_i \mu \mid I_f M_f)\ \Theta_{jl}\ F_l^m, \tag{4}$$

где

$$F_l^m = \int \psi_p^*(\vec{k}_p \vec{r}_p')\, V_{\text{пр}}(\rho)\, R_l(r_n)\, Y^*_{lm}(\theta_n \varphi_n)\, \Phi_d(\rho) \times$$

$$\times \psi_d(\vec{k}_d \vec{r}_p \vec{r}_n)\, d\vec{r}_n\, d\vec{r}_p\, d\rho,$$

$$\Theta_{jl} = \sqrt{\frac{2I_i+1}{2I_f+1}} \sum_{K_i K_f \Omega} C_{jl\Omega} A_{K_i} A_{K_f}\, g(K)\, (I_i j K_i \Omega / I_f K_f).$$

Возводя в квадрат амплитуду реакции (4) и суммируя по проекциям моментов во входном и выходном каналах, получим угловое распределение протонов

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sum_{jl} (2l+1)^{-1}\, \Theta_{jl}^2 \sum_m |F_l^m|^2.$$

Если множитель $(2l+1)^{-1}$ ввести под знак последней суммы, то очевидно, что $(2l+1)^{-\frac{1}{2}} F_l^m$ означает амплитуду поглощения нейтрона с квантовыми числами $(l\,m)$. F_l^m в случае плоских волн для p и d сводится к обычному баттлеровскому интегралу (если $r_n > R$). Θ_{jl}^2 — приведенная ширина в единицах одночастичной приведенной ширины, то есть $\Theta_{jl}^2 = S_{jl}$.

Таким образом, видим, что учет вращения неаксиального ядра приводит к изменению выражения для приведенной ширины, где появляется спектроскопический множитель S_{jl}, составленный из коэффициентов $C_{jl\Omega}$, A_K и Клебша—Гордана. Последние требуют выполнения правила отбора для полного момента нейтрона

$$j \geqslant |\Omega| = |K_f - K_i|.$$

Однако в неаксиальной модели K не сохраняется, и значит допускаются вклады низших моментов. В случае аксиальной модели это правило является точным.

Заметим, что при экспериментальном определении приведенных ширин, когда рассчитывается баттлеровский интеграл, надо учитывать чисто геометрическую поправку, определяемую отклонением формы ядра от сферической, то есть производить интегрирование в F_l^m не от $r=R=\text{const}$, а от $r=R(\vartheta\varphi)$, где $R(\vartheta\varphi)$ определяет форму ядерной поверхности. Для аксиальных ядер подобные поправки оказываются несущественными, как найдено в работе [3]; тем более они будут несущественными для неаксиальной формы, которая ближе к сфере, чем аксиальная. Поэтому мы здесь не будем учитывать этот эффект.

Теперь можно найти поляризацию протонов исходя из общей формулы

$$P = P_z = \frac{\sum\limits_{\mu_d M_i M_f} \left\{ \left| I\left(\mu_p = +\frac{1}{2}\right)\right|^2 - \left| I\left(\mu_p = -\frac{1}{2}\right)\right|^2 \right\}}{\sum\limits_{\mu_d M_i M_f} \left\{ \left| I\left(\mu_p = +\frac{1}{2}\right)\right|^2 + \left| I\left(\mu_p = -\frac{1}{2}\right)\right|^2 \right\}}.$$

В случае, когда ось $z \uparrow\uparrow \vec{k}_d \times \vec{k}_p$ и не учитывается $\hat{l}\,\hat{s}$ — взаимодействие в обоих каналах, получаем:

$$P = P_z = \frac{2}{3} \cdot \frac{\sum\limits_{jl} (-)^{j-l-\frac{1}{2}} \Theta_{jl}^2 (2j+1)^{-1} (2l+1)^{-1} \sum\limits_m m\,|F_l^m|^2}{\sum\limits_{jl} \Theta_{jl}^2 (2l+1)^{-1} \sum\limits_m |F_l^m|^2}.$$

В баттлеровском приближении $F_l^m = \text{const} \cdot Y_{lm}(\theta_{\vec{k}}\, \varphi_{\vec{k}})$, где $\vec{k} = \vec{k}_d - \vec{k}_p$, и значит $P \sim \sum\limits_m m\,|Y_{lm}|^2 = 0$ в силу свойств симметрии шаровых функций. Таким образом, основной вывод о том, что баттлеровская теория всегда дает нулевую поляризацию, сохраняется. Если для дейтрона и протона брать искаженные волны, то поляризация будет отлична от нуля. В этом случае могут возникнуть поправки на вращение, которые проявляются в приведенных ширинах.

Сравнение с экспериментом

Запишем выражение для приведенной ширины

$$\Theta_{jl}^2 = \frac{2I_i+1}{2I_f+1}\left|\sum_{K_iK_f} g(K)\, A_{K_i}A_{K_f}C_{jlK_f-K_i}(I_ijK_iK_f-K_i\,|\,I_fK_f)\right|^2. \qquad (5)$$

Сравнение с экспериментом будем производить для ширин Mg^{24}, полученных из реакции подхвата Mg^{25} *(dt)* Mg^{24} [4, 5], которая является обратной для реакции срыва Mg^{24} *(td)* Mg^{25}. Заметим, что для такой более сложной реакции (*td*) выражение (5) сохраняется, так как в нем учитывается только эффект вращения ядра; измениться могут лишь одночастичные приведенные ширины. Сравнение удобно производить для отношений приведенных ширин в пределах одной вращательной полосы,— в этом случае одночастичные эффекты выпадают из рассмотрения. Если исходное четное ядро может находиться в различных вращательных состояниях, а конечное — в основном состоянии, то для отношений приведенных ширин получим выражение

$$\frac{\Theta_{jl}^2(I_i')}{\Theta_{jl}^2(I_i)} = \frac{2I_i'+1}{2I_i+1}\times$$

$$\times\frac{\left|\sum\limits_{K_i'K_f} g(K)\, A_{K_i'}A_{K_f}C_{jlK_f-K_i'}(I_i'jK_i'K_f-K_i'\,|\,I_fK_f)\right|^2}{\left|\sum\limits_{K_iK_f} g(K)A_{K_i}A_{K_f}\,C_{jlK_f-K_i}(I_ijK_iK_f-K_i\,|\,I_fK_f)\right|^2}, \qquad (6)$$

которое в случае аксиальной модели ($C_{jl\Omega}=C_{jl\Omega}\,\delta_{\Omega\Omega};\ A_K=\delta_{KK}$) примет вид, аналогичный полученному в работе Сэтчлера [1]

$$\frac{\Theta_{jl}^2(I_i')}{\Theta_{jl}^2(I_i)} = \frac{2I_i'+1}{2I_i+1}\cdot\frac{(I_i'jK_i'K_f-K_i'\,|\,I_fK_f)^2}{(I_ijK_iK_f-K_i\,|\,I_fK_f)^2}. \qquad (7)$$

В экспериментах [4, 5] ядро Mg^{24} наблюдалось в состояниях $0^+, 2^+, 4^+, 2^+$ отношения энергий которых хорошо укладываются в схему вращательных состояний неаксиального ядра с параметром $\gamma = 22°$. Коэффициенты A_K для четно-четных ядер получены в [6, 7], а для нечетных ядер — неизвестны, поэтому при сравнении с экспериментом формулу (6) можно использовать для их вычисления.

Результаты расчетов для аксиальной модели даны в работе [4] в предположении сохранения полного момента нейтрона $j=\frac{5}{2}$ (см. 6 столбец таблицы, рассчитанный по формуле (7)). Для случая неаксиальной модели также будем считать $j=I_f=\frac{5}{2}$, и что ядро Mg^{25} в основном состоянии не имеет примесей $K_f\neq\frac{5}{2}$. Тогда коэффициенты A_{K_f} выпадут из формулы (6). В 7-м столбце таблицы даны результаты расчетов с $C_{jl\Omega}$ ($\gamma=22°$, $\beta=0{,}3$), взятыми из работы Ньютона [12]. Для грубого сравнения приводятся также результаты расчетов (последний столбец), когда все $C_{jl\Omega}$ считаются равными и сокращаются в (6). Все коэффициенты Клебша—Гордана рассчитывались по общей формуле.

ε (Mg^{24}) Мэв	I_i^π	l	$\theta^2_{\text{эксп}}$		$\theta^2_{\text{акс. теор}}$	$\theta^2_{\text{неакс}}$	$\theta^2_{\text{неакс}}$
Основное состояние	0^+	2	1 [5]	1 [4]	1	1	1
1,368	2^+	2	$1{,}7\pm0{,}2$	2	1,77	1,9	2
4,122	4^+	2	$1{,}0\pm0{,}2$	0,33	0,24	0,41	0,7
4,24	2^+	2		0,076		0,045	0,31

Из таблицы видим, что для случая неаксиальной теории с учетом $C_{jl\Omega}$ (столбца 7) получается согласие с экспериментом [4]. В работе [5] не удалось разрешить двух уровней 4^+ и $2^{+\prime}$, но их суммарные ширины отличаются от суммарных ширин работы [4], что, возможно, указывает на примесь $j=\frac{3}{2}$ состояния нейтрона в ядре, или на вероятность $l=0$ примесей в угловое распределение, которые допускаются в случае неаксиальной модели.

В заключение выражаю благодарность профессору А. С. Давыдову за ценные замечания и постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Satchler G. R. Phys. Rev., **97**, 1416, 1955; Ann. Phys., **3**, 275, 1958.
2. Sawicki J. Nucl. Phys., **6**, 575, 1958.
3. Sawicki J., Satchler G. R. Nucl. Phys., **7**, 289, 1958.
4. Hamburger E. M., Blair A. G. Phys. Rev., **119**. 777, 1960.
5. Власов Н. А., Калинин С. П., Оглобин А. А., Чуев В. И. «Изв. АН СССР», сер. физическая, **25**, 115, 1961.
6. Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф., ЖЭТФ, **35**, 440, 1958; Nucl. Phys., **8**, 237, 1958.
7. Давыдов А. С., Ростовский В. С. ЖЭТФ, **36**, 1788, 1959; Nucl. Phys., **12**, 58, 1959.
8. Давыдов А. С. «Вестн. Моск. ун-та», сер., физ., астрономии, № 1, 1961.
9. Давыдов А. С., Чабан А. А., Ростовский В. С. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрономии, № 3, 1961.
10. Осадько И. С. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрономии, № 3, 1961.
11. Huby R., Refai M. Y., Satchler G. R. Nucl. Phys., **9**, 94, 1958—1959.
12. Newton T. D. CRT-886. Canada, 1960.

Поступила в редакцию
12. 6 1961 г.

Кафедра
электродинамики и квантовой
механики